

一维光子带隙光子晶体激光腔的特性分析

冯 琛¹ 冯国英¹ 周 昊¹ 陈念江¹ 周寿桓^{1,2}

(¹四川大学电子信息学院, 四川 成都 610064)
²华北光电技术研究所, 北京 100015)

摘要 利用平面波展开法与时域有限差分法分析计算了一维光子带隙光子晶体腔的特性。得到了品质因子 Q 为 2.2×10^6 , 模体积 V 为 $0.278(\lambda/n)^3$ 的一维带隙光子晶体腔。分析了渐变区、腔镜子区及缺陷区对腔品质因子 Q 和模式体积 V 的影响。引入渐变区、选择适量周期数及一定缺陷区长度都可以提高腔性能。该结论为设计优化一维光子带隙光子晶体腔提供了有效的理论分析依据与指导。

关键词 激光光学; 光子晶体腔; 高品质因子 Q ; 时域有限差分法; 一维光子带隙

中图分类号 TN365 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201239.0802009

Characteristic Analysis on Photonic Crystal Laser Cavity with One-Dimensional Photonic Bandgap

Feng Chen¹ Feng Guoying¹ Zhou Hao¹ Chen Nianjiang² Zhou Shouhuan^{1,2}

(¹College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu, Sichuan 610064, China)
²North China Research Institute of Electro-Optics, Beijing 100015, China)

Abstract Photonic crystal laser cavity with one-dimensional (1D) photonic bandgap is investigated by plane wave expansion method and finite-difference time-domain method. The photonic crystal laser cavity with quality factor Q of 2.2×10^6 and mode volume V of $0.278(\lambda/n)^3$ is achieved. The relationships between tapered section, mirror section, defect section, and Q are analyzed. The introduction of tapered section, choosing proper periodic number and suitable defect length can improve the performance of the cavity. These conclusions provide an effective theoretical analysis and guidance on optimization of photonic crystal cavity with 1D photonic bandgap.

Key words laser optics; photonic crystal cavity; high quality factor Q ; finite-difference time-domain method; one-dimensional photonic bandgap

OCIS codes 140.3945; 203.5298; 250.5300; 140.5960

1 引 言

近年来,利用拥有超高品质因子 Q 、超低模式体积 V 的光子晶体微腔制备无阈值激光器得到了广泛关注。利用光子晶体微腔制备的激光器与传统半导体激光器相比,拥有更高的频率选择性和模式特性。1999年,O. Painter等^[1]首次成功制备了半导体二维平板光子晶体点缺陷激光器。该点缺陷激光器在 InGaAsP/InP 量子阱材料上,实现了波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 的激射。2007年,K. Nozaki等^[2]制备了

第一个可在室温下连续工作的光激励光子晶体激光器,其阈值抽运功率为 $1.2 \mu\text{W}$ 。但这些光子晶体激光器都是基于二维平板光子晶体结构^[3,4]。最近,一维光子带隙光子晶体腔成为了研究热点^[5~7]。2010年,Zhang等^[8]利用光子晶体纳米梁腔制备得到了室温下激射的高 Q 值激光器,其自发辐射因子 β 高达 0.97。该激光腔在室温下用 660 nm 的脉冲激光二极管抽运,其脉宽和重复频率分别为 9 ns 和 300 kHz ,激射阈值为 $84 \mu\text{W}$ 。

收稿日期: 2012-05-14; **收到修改稿日期**: 2012-05-31

基金项目: 国家自然科学基金(60890200,10976017)和固体激光技术国家级重点实验室基金资助课题。

作者简介: 冯 琛(1985—),女,博士研究生,主要从事光子晶体微腔方面的研究。E-mail: feng_chen718@hotmail.com

导师简介: 冯国英(1969—),女,博士生导师,主要从事新型激光技术方面的研究。

E-mail: guoying_feng@yahoo.com.cn(通信联系人)

利用一维带隙光子晶体腔制备无阈值激光器有许多优势:1) 一维带隙光子晶体腔的简单结构使其相对于二维和三维光子晶体结构在制造时具有更稳健的制造误差。而且构建一维光子晶体腔需要的孔数量是相应二维光子晶体结构所需孔数量的平方根,从尺寸上也限制了刻蚀误差。简单紧凑的结构还可以减少电子束刻蚀的时间;2) 通过优化一维纳米腔的设计,可以使其 Q 值和 V 值达到同二维光子晶体腔相媲美的水平^[9,10];3) 一维的光子晶体腔因为其维度减小,在腔的宽度和厚度方向依靠全内反射^[11],在低折射率材料的情况下容易实现全带隙。

本文就一维带隙光子晶体无源腔进行了理论分析,利用平面波展开法^[12]分析了腔结构的带隙特性,利用时域有限差分法(FDTD)^[13]分析了腔结构的模式分布、能量损耗和模式体积等特性。

2 计算原理

品质因子 Q 是衡量激光腔性能的一个重要参数。 Q 反映的是腔存储能量的性能,可表示为

$$Q = 2\pi E_{\text{stored}} / E_{\text{lost}}, \quad (1)$$

式中 E_{stored} 表示腔储存能量, E_{lost} 表示每次振动的能量损耗,利用腔的频域特性,还可以将 Q 值表示为

$$Q = \omega_0 / \Delta\omega = \tau_{\text{photon}} \omega_0 = \omega_0 W / P, \quad (2)$$

式中 ω_0 为腔中心频率, $\Delta\omega$ 为 ω_0 对应的频谱宽, τ_{photon} 是腔内光子寿命,定义为腔内电场能量降低至初始场的 $1/e$ 时所需时间, W 为腔总能量, P 为辐射功率。通过傅里叶变换可将 τ_{photon} 同 $\Delta\omega$ 建立关系 $\tau_{\text{photon}} = 1/\Delta\omega$ 。因此腔 Q 值越高,对应的输出谱线越窄,更有利于实现激光输出的单色性。

另一个重要的腔参数是模式体积 V ,可以通过计算空间电场总的能量积分,再除以最大的电场能量进行归一化处理得到所需的模式体积, V 的数学表达式^[1]为

$$V = \frac{\iiint \epsilon(\mathbf{r}) |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 d^3\mathbf{r}}{\max[\epsilon(\mathbf{r}) |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2]}, \quad (3)$$

式中 \mathbf{r} 为空间位置, $\epsilon(\mathbf{r})$ 为介电函数, $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ 为电场强度。Purcell 效应影响自发辐射几率^[14], Purcell 效应可以用 Purcell 因子来衡量, Purcell 因子 F 的数学表达式^[15]为

$$F = \frac{3}{4\pi^2} \left(\frac{\lambda}{n} \right)^3 \frac{Q}{V}, \quad (4)$$

式中 λ/n 表示介质中的波长。由此可知 $F \propto Q/V$, 增加品质因子 Q , 减小模体积 V 可以增加 Purcell 因子

F ^[1], 从而增强光与物质的相互作用。增加 Q 可以延长光子存储时间,降低 V 值可以提高局域光子的能量密度,从而改变 Purcell 因子 F , 改变自发辐射几率,达到降低激射阈值的目的。

采用二维平面波展开法求解一维带隙结构的色散特性,从已经求解得到的色散特性推断缺陷态可能的频率。采用二维 FDTD 方法计算腔内电磁场分布。设定一个初始频率 ω , 用频带宽 $\Delta\omega = \pi/T$ 的脉冲进行激发。采用宽频带短脉冲激发所有可能存在的模式。将得到的时域特性作傅里叶变换,从而得到频域响应特性,找出频域中所需要的峰值 ω' , 再以中心频率为 ω' 的窄频带短脉冲激发,就可以得到相应频率对应的电磁场分布。从得到的时域响应特性求得腔品质因子 Q , 由电磁场分布特性得到模式体积 V 。

3 建立模型

采用的一维光子带隙光子晶体腔主要分为三部分:缺陷区、渐变区与镜子区,如图 1 所示。利用一维周期性空气孔作为镜子区,提供增益反馈。缺陷区即为光被局域的区域。渐变区是从缺陷区至镜子区的过渡结构,能够更好地实现腔模式与 Bloch 模式^[16]匹配,得到更高的 Q ^[17] 值。图 1 中 Q_{PC} 和 Q_{W} 箭头所指阴影部分表示在计算区域的边界处放置一时间观察点,分别计算两个阴影区的能量随时间的损耗特性,就可以得到相应的 Q_{PC} 和 Q_{W} 的值,而整个腔的 Q 值表示为

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{\text{PC}}} + \frac{1}{Q_{\text{W}}}. \quad (5)$$

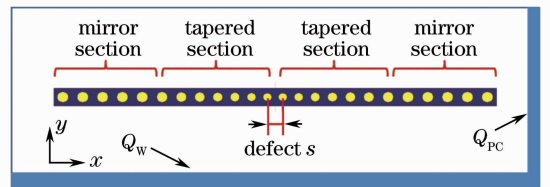


图 1 一维光子带隙光子晶体腔结构示意图

Fig. 1 Schematic of photonic crystal cavity with one-dimensional (1D) photonic bandgap

整个腔置于空气中,腔体采用硅材料,其折射率 $n_{\text{Si}} = 3.46$, 硅材料同空气的高折射率差可以实现宽带隙。圆孔为空气孔,空气折射率 $n = 1$ 。腔的周期为 $a = 430 \text{ nm}$, 镜子区圆孔半径 $r = 0.28a$, 整个腔在 y 方向的宽度 $w = a$, 中心两个小孔圆心之间距离为 s 。渐变区的圆孔半径 $r = 0.28a'$, a' 为渐变区相邻两圆孔圆心距。镜子区圆孔的数量为 N 对。

4 数值计算与分析

利用二维平面波展开法计算镜子区对应的带隙特性,如图 2 所示,仅讨论 TE 模。图 2 横轴为波矢,计算第一布里渊区的波矢对应的频率特性。图 2 纵轴 $\omega a/2\pi$ 为频率,该带隙特性即为色散曲线。点线为带 1,实线为带 2,虚线为带 3,带 1 和带 2 之间的阴影区即为禁带。禁带范围为 $0.217\sim 0.290$ 。图 2 左上角的阴影区表示 light cone^[18] 区域,位于 light line 以上,即 $\omega > ck$ 的区域。该阴影区对应的波矢在波导中不能形成导模,容易同背景介质耦合,从而损耗掉。位于该阴影区的模式属于泄露模。

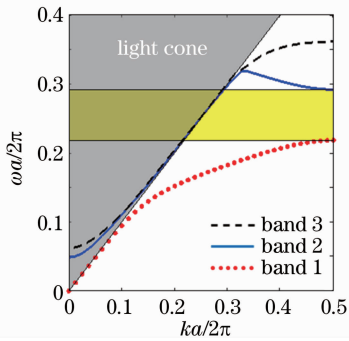


图 2 一维光子带隙光子晶体结构 TE 模色散关系曲线

Fig. 2 Dispersion relation curves of TE modes of photonic crystal structure with 1D photonic bandgap

利用 FDTD^[19,20] 算法计算腔的电场分布特性,求解 Q 和 V 值,仅讨论 TE 模。对于没有渐变区的一维带隙光子晶体腔,当 s 为 530 nm ,具有 21 个周期性圆孔时,计算得到的腔归一化频率为 0.287 ,品质因子 Q 为 3800 ,模式体积 V 为 $0.284(\lambda/n)^3$,得到的 E_y 的分布如图 3 所示。

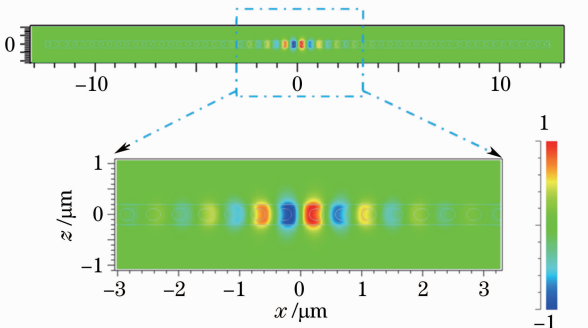


图 3 无渐变区时,计算得到的 E_y 分布图

Fig. 3 Calculated electronic field E_y distribution without tapered section

当引入渐变区后,设 s 为 335 nm ,渐变区有 7 个渐变孔,孔半径从 $0.33\text{ }\mu\text{m}$ 渐变至 $0.43\text{ }\mu\text{m}$,锁定 $r'/a' = 0.28$ 。计算得到的腔归一化频率为 0.278 ,品质因子 Q 为 2.2×10^6 ,模式体积 V 为 0.278 ,得

到的 E_y 的分布如图 4 所示。

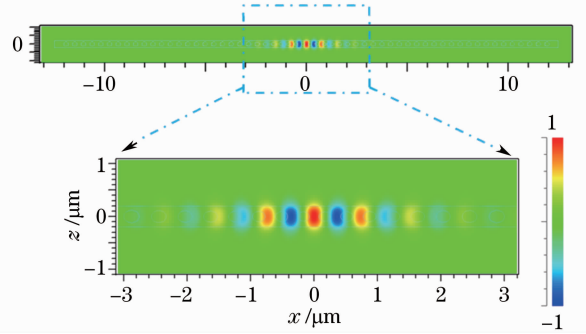


图 4 引入渐变区后, E_y 分布图

Fig. 4 Calculated electronic field E_y distribution with tapered section

对比图 3 和图 4 可知,无渐变区时, E_y 沿 $x=0$ 成奇对称,且电场最大值位于 $x=0$ 的两侧,并没有位于 $x=0$ 处,对应模式体积为 $0.284(\lambda/n)^3$,因此 Q/V 比值较低,从而 Purcell 因子较低。引入渐变区后, E_y 沿 $x=0$ 成偶对称,且电场最大值位于 $x=0$ 处,对应模式体积为 $0.278(\lambda/n)^3$,因此 Q/V 比值高, Purcell 因子高,从而可以控制自发辐射,有利于降低激光激射阈值。电场主要位于硅材料区域,有利于与在此植入的增益材料作用。且 Q 值越高,光子停留在腔内的时间越长,光同增益介质作用的时间亦就愈长。 V 值越低,光同物质作用的体积越小,提高了光空间能量密度,加强光与物质的相互作用。

针对拥有渐变区的一维光子带隙光子晶体腔做进一步分析。依照(4)式对 Q 的划分,计算 Q 、 Q_{PC} 与 Q_{W} 随镜子区圆孔数量 N 的变化关系,如图 5 所示。

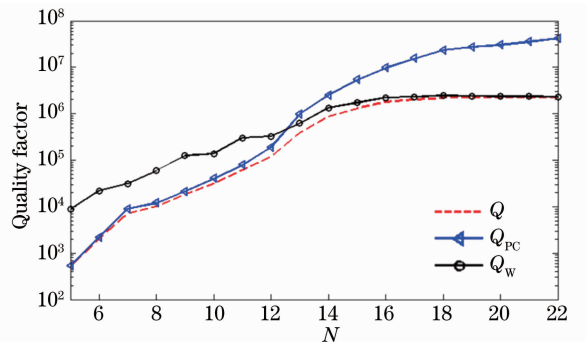


图 5 Q 及各 Q 分量随镜子区圆孔对数 N 的变化关系
Fig. 5 Q and direction-specific Q -factors of the cavity as a function of photonic crystal mirror pairs N

从图 5 可知,当 $N < 13$ 时, $Q_{\text{W}} > Q_{\text{PC}}$,此时对 E_y 的束缚主要来自于腔自身宽度 w 对光的限制,腔镜子区的周期性圆孔还不足以提供有效的反馈来提高 Q 值。当 $N > 13$ 时, $Q_{\text{PC}} > Q_{\text{W}}$,此时腔镜子区的周

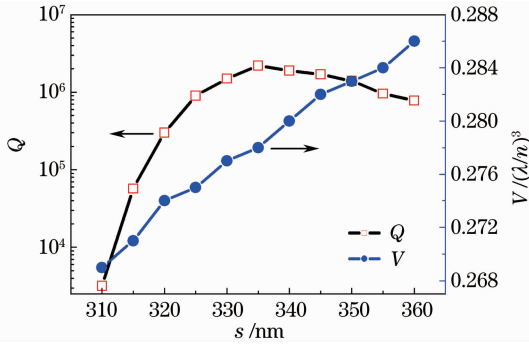
周期性圆孔的增多使其对腔提供的反馈亦愈多, Q_{PC} 越来越大。当 $N > 16$ 时, Q 值不再增加, 此时 Q_{PC} 继续增加, 而 Q_w 则不再增加, Q 值受限于 Q_w 不再增加。周期性圆孔提供的反馈继续增加时, 由于腔自身宽度 w 对光的限制能力有限, 整个腔的 Q 值受限于 Q_w , 将不再继续增加。由此可见 Q_{PC} 主要体现光子晶体结构对能量的束缚能力, Q_w 主要体现腔宽度对能量的束缚能力。

图 6 是腔 Q 值和 V 值随缺陷区长度 s 的变化曲线。当 $s = 335$ nm 时, 腔的 Q 值最高, 为 2.2×10^6 。当 s 从 310 nm 增至 335 nm 时, Q 值单调激增。这说明: 当缺陷区太小时, 缺陷区不足以容纳腔模, 腔模受到限制, 因而 Q 值较低。当 s 从 335 nm 增至 360 nm 过程中, Q 值缓慢递减, 这说明当缺陷区增大至一定程度时, 而当 s 增至一定值时, 周期性结构对光的约束能力降低, 从而 Q 值降低。

时, 输出的腔波长会出现明显的红移现象。

5 结 论

将平面波展开法与时域有限差分法相结合, 研究了一维光子带隙光子晶体无源腔的腔特性, 分析了引入渐变区前后腔模式的变化。结果表明, 渐变区的引入更有利于腔模式同 Bloch 模式的匹配, 有利于约束光场, 从而得到更高的 Q 值。周期性结构对提高腔的 Q 值有局限性, 当周期性结构增加到一定程度时, 受限于腔自身宽度 w 的约束能力, 腔的 Q 值将不再增加, 因而选择合适的周期数用以保证高 Q 和高集成度。缺陷区长度 s 对腔的 Q 值影响极大, 合理设计优化腔缺陷区长度 s 非常重要。缺陷区长度的增加会导致腔输出波长的明显红移。为优化设计一维带隙光子晶体腔提供了有效的理论分析依据, 可为设计制造应用于光子集成的硅基激光器提供一定指导。



参 考 文 献

- 1 O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer *et al.*. Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser [J]. *Science*, 1999, **284**(5421): 1819~1821
- 2 K. Nozaki, S. Kita, T. Baba. Room temperature continuous wave operation and controlled spontaneous emission in ultrasmall photonic crystal nanolaser[J]. *Opt. Express*, 2007, **15**(12): 7506~7514
- 3 J. K. Hwang, H. Y. Ryu, D. S. Song *et al.*. Continuous room-temperature operation of optically pumped two-dimensional photonic crystal lasers at 1.6 μm [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2000, **12**(10): 1295~1297
- 4 M. Notomi, H. Suzuki, T. Tamamura. Directional lasing oscillation of two-dimensional organic photonic crystal lasers at several photonic band gaps[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2001, **78**(10): 1325
- 5 B. H. Ahn, J. H. Kang, M. K. Kim *et al.*. One-dimensional parabolic-beam photonic crystal laser[J]. *Opt. Express*, 2010, **18**(6): 5654~5660
- 6 Q. Quan, I. B. Burgess, S. K. Y. Tang *et al.*. High- Q , low index-contrast polymeric photonic crystal nanobeam cavities[J]. *Opt. Express*, 2011, **19**(22): 22191~22197
- 7 I. W. Frank, P. B. Deotare, M. W. McCutcheon *et al.*. Programmable photonic crystal nanobeam cavities[J]. *Opt. Express*, 2010, **18**(8): 8705~8712
- 8 Y. Zhang, M. Khan, Y. Huang *et al.*. Photonic crystal nanobeam lasers[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2010, **97**(5): 051104
- 9 E. Kuramochi, H. Taniyama, T. Tanabe *et al.*. Ultrahigh- Q one-dimensional photonic crystal nanocavities with modulated mode-gap barriers on SiO_2 claddings and on air claddings[J]. *Opt. Express*, 2010, **18**(15): 15859~15869
- 10 M. Notomi, E. Kuramochi, H. Taniyama. Ultrahigh- Q nanocavity with 1D photonic gap[J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(15): 11095~11102
- 11 J. S. Foresi, P. R. Villeneuve, J. Ferrera *et al.*. Photonic-bandgap microcavities in optical waveguides[J]. *Nature*, 1997, **390**(6656): 143~145
- 12 S. Shi, C. Chen, D. W. Prather. Plane-wave expansion method

图 6 腔 Q 值和 V 值随缺陷区长度 s 的变化关系
Fig. 6 Q factors and mode volumes V as a function of defect length s

图 7 为腔归一化频率随缺陷区长度 s 的变化关系。在 s 增加的整个过程中, 归一化频率一直呈现单调递减趋势, 也就是腔波长随 s 的增加而增加。 s 较小时, 可以容纳的腔波长也就较短, 当 s 较大时, 可以容纳的腔波长也就较长。所以当缺陷区长度增加

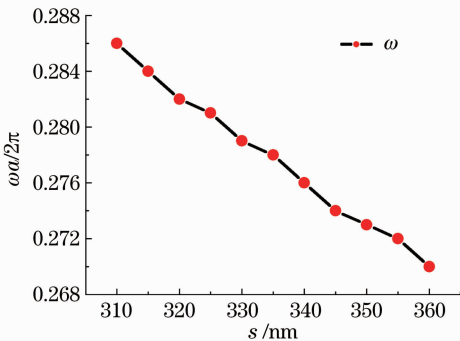


图 7 腔归一化频率随缺陷区长度 s 的变化关系
Fig. 7 Cavity normalized frequency as function of defect length s

- for calculating band structure of photonic crystal slabs with perfectly matched layers[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2004, **21**(9): 1769~1775
- 13 R. Luebbers, F. P. Hunsberger, K. S. Kunz *et al.*. A frequency-dependent finite-difference time-domain formulation for dispersive materials[J]. *IEEE Transactions on, Electromagnetic Compatibility*, 1990, **32**(3): 222~227
- 14 E. Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(20): 2059~2062
- 15 T. Baba, D. Sano. Low-threshold lasing and Purcell effect in microdisk lasers at room temperature[J]. *J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2003, **9**(5): 1340~1346
- 16 P. Lalanne, J. P. Hugonin. Bloch-wave engineering for high- Q , small- V microcavities [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2003, **39**(11): 1430~1438
- 17 D. Peyrade, E. Silberstein, P. Lalanne *et al.*. Short Bragg mirrors with adiabatic modal conversion[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, **81**(5): 829~831
- 18 S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve *et al.*. Guided modes in photonic crystal slabs [J]. *Phys. Rev. B*, 1999, **60**(8): 5751~5758
- 19 Li Feng, Chen Sihai, Luo Huan *et al.*. Finite-difference time-domain simulation of polymer self-written waveguide [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(10): 1023002
李风, 陈四海, 罗欢等. 聚合物自写入光波导的时域有限差分模拟[J]. *光学学报*, 2011, **31**(10): 1023002
- 20 Chen Chen, Yang Yongying, Wang Daodang *et al.*. Analysis of point-diffraction wavefront error based on finite difference time domain method[J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(9): 0908003
陈琛, 杨甬英, 王道档等. 基于时域有限差分方法的点衍射波前误差分析[J]. *中国激光*, 2011, **38**(9): 0908003

栏目编辑:宋梅梅